

基于 Fizeau 干涉仪的激光雷达测温方法研究

刘延文¹, 孙学金^{1*}, 张传亮¹, 李绍辉¹, 周永波², 李玉莲¹

1. 国防科技大学气象海洋学院, 江苏 南京 211101

2. 国防大学联合作战学院, 河北 石家庄 050051

摘要 气温是描述大气状态的基本参数之一, 温度的准确测量对天气预报、气候预测及其他气象参数的反演都至关重要。激光雷达作为一种遥感仪器, 已经用于气象要素的探测中(风、温度、气溶胶的厚度等)。目前, 测温激光雷达主要有拉曼激光雷达(振动和转动)、共振荧光激光雷达和 Rayleigh 散射激光雷达等, 拉曼激光雷达需要大功率的激光器和复杂的背景滤波器; 共振荧光激光雷达无法探测平流层内的温度; 基于 Rayleigh 散射的测温激光雷达多应用于温度的相对测量, 反演温度时需要建立响应函数和校准程序; 基于固体腔扫描 F-P 干涉仪测量大气 Rayleigh 散射光谱来反演温度的方法, 时间分辨率较低, 并且该方法在测量过程中需要运动部件, 所以不利于星载。在大气低层, 分子的 Rayleigh 散射光谱会受到 Brillouin 散射的影响, 两种散射信号叠加形成的 Rayleigh-Brillouin 散射光谱不再服从 Gaussian 分布, 直接通过测量散射光谱的半高全宽来反演温度, 会产生误差。基于回波能量的方法会受到气溶胶 Mie 散射信号的影响, 所以在对流层中该方法并不适用。为了实现对流层内温度的高精度和高时间分辨率的测量, 提出利用 Fizeau 干涉仪和 PMT 阵列对对流层内分子的 Rayleigh-Brillouin 散射光谱进行测量, 并通过插值的方法来对回波信号中气溶胶 Mie 散射信号进行抑制, 从而使 Mie 散射信号对温度反演的影响较小, 最后将测量光谱和理论光谱进行全光谱匹配来实现温度的反演。除此之外, 还对 Fizeau 干涉仪的自由光谱区、固体腔几何长度、腔体反射率、扫描间隔等参数进行了优化设计。为了验证本文提出方法的可行性, 利用 Matlab 软件建立了一套仿真模型, 通过模拟表明, 在不考虑云、风和水汽含量的影响时, 利用该方法测量对流层内的大气温度时, 测量误差小于 1 K。该测温方法可以对对流层内的大气温度廓线实现高精度、高时间分辨率的测量, 在测量过程中不需要使用运动部件, 有较高的使用价值, 并对同类高光谱激光雷达分光系统的研究具有借鉴意义, 为我国高光谱激光雷达陆基及星载应用提供了一套可行的技术方案和温度反演方法。

关键词 温度; Rayleigh-Brillouin 散射; Fizeau 干涉仪; 激光雷达

中图分类号: P412.25 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2019)10-3302-06

引言

气温是描述大气状态的重要参数之一, 精确的温度测量是天气预报和气候预测的基础, 也是其他参数反演中必不可少的输入参数^[1-2]。目前, 气温廓线主要通过无线电探空获取, 但探空站分布不均匀且无法连续测量, 利用激光雷达可以对温度实现高精度、高分辨率的连续测量, 具有广泛的应用前景。当前, 测温激光雷达主要有拉曼激光雷达(振动和转动)、共振荧光激光雷达和 Rayleigh 散射激光雷达等。0~25 km 范围内的温度一般用转动拉曼激光雷达来测量^[3], 在

光学厚度较小的云内同样可以实现温度测量, 并且拉曼散射为非弹性散射, 不会受到 Mie 散射的干扰, 机载和星载转动拉曼测温激光雷达同样是可行的^[4]。然而, 转动拉曼散射截面很小^[5], 信噪比较低, 因此需要大功率激光器和复杂的背景滤波器来保证探测精度。共振荧光激光雷达利用金属原子共振荧光的多普勒展宽来测量温度, 但该雷达的测量范围为 75~120 km; Rayleigh 散射激光雷达利用分子散射光谱来测量温度, 信噪比高。

研究基于 Rayleigh 散射的测温激光雷达已经成为一种趋势^[6]。通过 Rayleigh 散射测量温度的常用方法有基于 Rayleigh 散射回波能量的方法和基于测量 Rayleigh 散射光谱

收稿日期: 2018-08-17, 修订日期: 2018-12-30

基金项目: 国家自然科学基金项目(41575020)资助

作者简介: 刘延文, 1993 年生, 国防科技大学气象海洋学院硕士研究生 e-mail: liuyw2016@yeah.net

* 通讯联系人 e-mail: xuejin-sun@outlook.com

半高全宽的方法^[6],但低层大气中气溶胶 Mie 散射以及分子的 Brillouin 散射会影响测量精度,所以这两种方法只能测量高层大气(30 km 以上)的温度。本文提出了一种利用 Fizeau 干涉仪和 PMT 阵列作为探测器,利用分子 Rayleigh 散射信号反演低层大气的温度,该方法的测量精度和时间分辨率都较高。

1 Rayleigh-Brillouin 散射光谱

当温度大于绝对零度时,空气中的粒子都处于运动状态,从而产生宏观弹性振动,形成一个声波场。当光从某个方向入射时,会和该弹性声波场相互作用,形成 Brillouin 散射。Brillouin 散射为非弹性散射,回波频移大小在吉赫兹(GHz)范围,与声音在介质中的传播速度有关,表达式为

$$\nu_B = \pm 2n \frac{v_s}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \tag{1}$$

其中, n 为折射率, v_s 为介质中的声速, λ 为波长, θ 为散射角。当激光波长为 355 nm,声速为 340 m · s⁻¹,空气折射率为 1 时, Brillouin 散射频移为 ±1.9 GHz。

Brillouin 散射频移和 Rayleigh 散射光谱宽度量级相当,所以激光雷达接收到的分子散射信号是两者相叠加后形成的 Rayleigh-Brillouin(RB)散射信号,图 1 所示为 G3 模型描绘的 RB 散射谱线,随着高度的升高, Brillouin 散射逐渐减弱。RB 散射谱线同时与温度和气压有关,不能用高斯函数来描述 RB 散射谱线形状,所以单纯利用高斯函数拟合计算光谱半高全宽的方法反演温度时会引入误差。

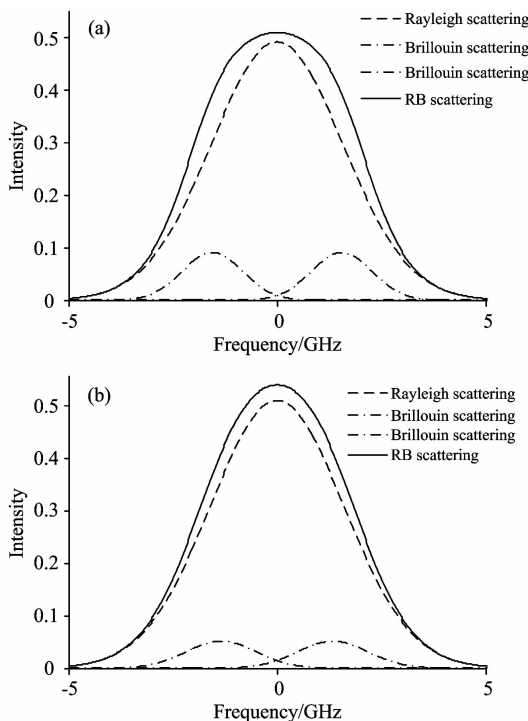


图 1 地面(a)和 10 km 处(b)的 RB 散射光谱
Fig. 1 RB scattering spectrum at the ground (a) and at the height of 10 km (b)

2 RB 散射光谱测量方法

2.1 基于可调谐 F-P 干涉仪对 RB 散射光谱的测量方法

通过测量回波光谱上的多个点,便可拟合得到整个光谱分布,现在常用的方法是调节 F-P 干涉仪的透过率来实现光谱的扫描。王骏^[6]和 Witchas^[1]分别通过调节 F-P 干涉仪腔体内气体的折射率和干涉仪的腔长来改变透过率,实现整个光谱的测量,从而来反演温度廓线,但利用 Witchas 的方法完成一次测量需要 14 min。

2.2 基于 Fizeau 干涉仪的 RB 散射光谱的温度测量方法

为了实现温度廓线的快速测量,本文提出利用 Fizeau 干涉仪和多通道成像方法来测量回波光谱。利用该方法测量温度廓线时,不需要扫描过程,时间分辨率高。图 2 为基于 Fizeau 干涉仪的测温激光雷达系统光路图。回波信号被望远镜接收后,经过透镜 L1 准直后由分光棱镜 BS 分为两束,透射比为 95 : 5,反射光经透镜 L2 聚焦后被 PMT1 接收并测出信号能量,用于归一化处理。透射光通过 Fizeau 干涉仪后,经透镜 L3 聚焦后被 PMT2 接收。

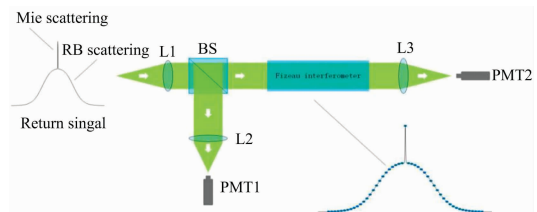


图 2 测温激光雷达分光系统光路图
Fig. 2 Experimental setup for filter system of measuring temperature lidar

2.3 Fizeau 干涉仪的参数设计

2.3.1 自由光谱范围

自由光谱范围(FSR)为连续两个透过率峰值之间的频率(或波长)差。对流层内的温度处于 200~300 K 之间,图 3 展示了激光波长为 355 nm,大气温度分别为 200 和 300 K 的分子散射光谱,当大气温度为 300 K 时,超过 99.9% 的分子散

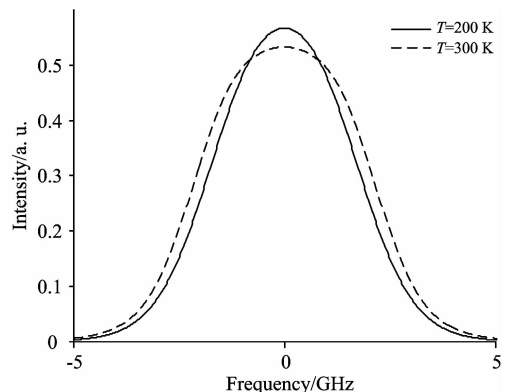


图 3 不同温度下的分子散射光谱
Fig. 3 Spectra distribution of molecule scattering at different temperature

射光谱处于±5.5 GHz 之间。温度越高, 散射光谱的谱宽越大。利用 Fizeau 干涉仪获取散射回波光谱时, 为了避免干涉仪同时有两个自由光谱与 RB 散射光谱重合而对离散点能量测量带来误差, Fizeau 干涉仪的自由光谱区间取为 11 GHz。

2.3.2 Fizeau 干涉仪的楔角

Fizeau 干涉仪的自由光谱范围与激光雷达发射激光的波长、干涉仪两平板之间的楔角、干涉仪楔形空间内气体的折射率和光进入干涉仪时的入射角有关

$$\lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda}{2 \tan \alpha \sqrt{n^2 - (\sin \vartheta)^2}} \quad (2)$$

其中, α 为 Fizeau 干涉仪的楔角, n 为楔形空间内气体的折射率, ϑ 为光进入干涉仪时的入射角, 当波长为 355 nm, 楔形空间内气体的折射率为 1, 回波信号垂直入射到干涉仪时, 可以计算出 Fizeau 干涉仪的楔角为 $1.3 \times 10 \mu\text{rad}$ 。

2.3.3 干涉仪平均腔长

Fizeau 干涉仪呈楔形, 透过率与 Fizeau 干涉仪楔子上入射光束的空间位置有关, 因此, 在入射光的不同位置, 会有不同的透过率曲线。在计算干涉仪的平均腔长时, 可以将 Fizeau 干涉仪中心处的狭小范围看作一个 F-P 干涉仪, 利用 F-P 干涉仪自由光谱范围和腔长之间的关系可以计算出平均腔长, 表达式为

$$\lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda^2}{2nl} \quad (3)$$

其中, λ 为波长, n 为腔体介质的折射率, 当发射激光为 355 nm, 折射率为 1 时, 根据所选择的自由光谱范围可计算出干涉仪的平均腔长为 12.5 mm。

2.3.4 反射率

Fizeau 干涉仪可以看成是由一系列腔长不同的 F-P 干涉仪并列平行排放的干涉仪, 平板金属镀膜的反射率可用 F-P 干涉仪的公式来计算。反射精细度是对 F-P 干涉仪边缘的锐度的一种度量, 是自由光谱间距和透过率曲线半高全宽之比, 可以近似表示为

$$F_R = \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R} = \frac{\lambda_{\text{FSR}}}{\lambda_{\text{FWHM}}} \quad (4)$$

经过计算得到, 反射精细度为 7.158 5, 所以干涉仪表面的反射率为 80.15%。

3 基于 Fizeau 干涉仪的温度反演方法及模拟

3.1 Mie 散射对温度测量的影响及抑制

通常, 探测器探测到的线形 M 是仪器透过率函数和散射光谱的卷积

$$M = T(f) * S(T, p, f) \quad (5)$$

式中, $*$ 为卷积, f 为回波信号的频率, T 和 p 分别为大气的温度和气压。回波光谱主要是由 RB 线形 $S_{\text{RB}}(T, p, f)$ 来决定, 但还包括气溶胶散射光谱分量 $S_{\text{par}}(f)$, 气溶胶散射会在回波光谱中心处出现一个尖峰, 尽管气溶胶散射能量所占总散射信号的比例小于 1%^[1], 但也会对温度的反演产生干扰。因为气溶胶散射的展宽可以忽略, 所以 $S_{\text{par}}(f)$ 可以用

Dirac-delta 函数 δ_{par} 来表示^[1, 7], 散射光的光谱可以表示为

$$S(T, p, f) = I_{\text{RB}} S_{\text{RB}}(T, p, f) + I_{\text{par}} \delta_{\text{par}} \quad (6)$$

其中, I_{RB} 和 I_{par} 分别为 RB 散射强度和气溶胶散射强度, 气溶胶散射光谱和分子散射光谱叠加后的光谱如图 4 所示。

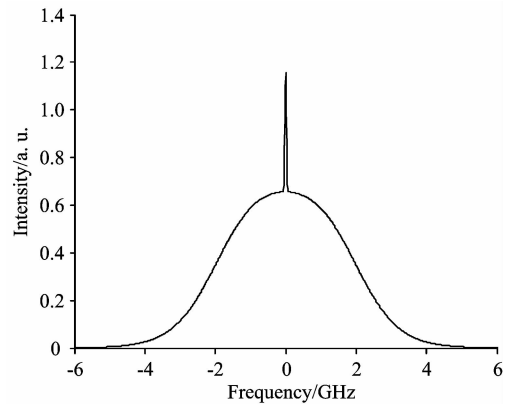


图 4 Rayleigh-Brillouin 散射与 Mie 散射的光谱分布
Fig. 4 Spectrum distribution of Rayleigh-Brillouin and Mie scattering

利用 Fizeau 干涉仪和 PMT 阵列探测器探测 RB 散射光谱时, 受气溶胶散射的影响, 探测器的中央阵列上接收到的能量会明显大于其他阵列上的能量, 并且高度越低, 影响越大, 所以在反演温度之前, 需要对探测器接收到的信号进行处理, 减小气溶胶散射信号对温度反演的影响, 但气溶胶散射信号占总信号的比例是未知的, 所以很难准确估计出气溶胶散射信号的能量大小。由于气溶胶粒子质量较大, 平均热运动速率非常小, 散射信号的多普勒展宽非常小, 所以气溶胶散射光谱和出射激光光谱非常相似, 气溶胶散射信号集中在一个很小的频率范围内, 在所选取的点中只有一个点会接收到气溶胶散射信号, 所以对该点进行修正即可, 本文采用的方法是利用左右两侧阵列上的能量大小对中间能量最大的两个阵列上的能量进行修正, 从图 4 可以看出 RB 散射光谱呈近似高斯分布, 最大值处于光谱的中央, 且越接近最大值, 其导数的绝对值越小, 所以 PMT 阵列探测到的最大值和次大值之间的差小于次大值于第三大值之间的差, 根据这个原理可以推算出中间阵列上没有气溶胶散射时的能量大小, 假设第 i 个阵列上的能量最大, 则修正后该阵列上的能量大小为

$$N_i = \{[N_{i-1} + (N_{i-1} - N_{i-2})\rho] + [N_{i+1} + (N_{i+1} - N_{i+2})\rho]\} / 2 \quad (7)$$

其中, N_x 为第 x 个阵列上的能量大小, ρ 的取值范围为 0~1。修正后的信号如图 5 所示 ($\rho=0.5$), 其中红色“×”号表示分子散射和气溶胶散射的总散射光谱, 蓝色“·”号表示分子散射光谱, 黑色“+”号表示修正后的光谱分布, 从图中可以看出, 利用上述方法可以减小气溶胶散射信号对 RB 散射光谱测量的影响。

3.2 温度反演

3.2.1 RB 散射线形模型

本文利用全光谱匹配的方法来反演温度。在温度反演

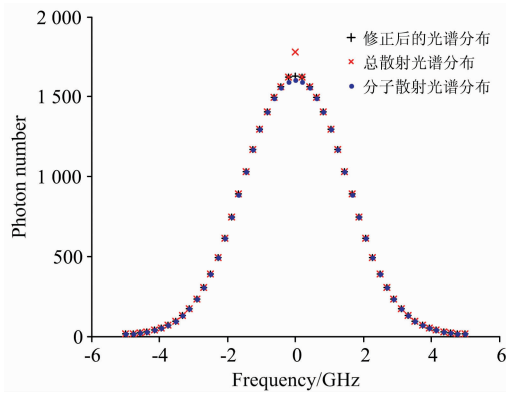


图 5 回波信号的采样

Fig. 5 Sampling of echo signals

时, 温度的反演精度依赖于 RB 线形模型的准确性, 描绘 RB 散射光谱线形的模型有 G3 模型、V3 模型、S6 模型和 S7 模型等, 但准确度最高的是 Tenti 提出的 S6 模型^[8], 在该模型中 RB 散射谱线用两个无量纲的数来表示

$$x = \frac{\omega}{\sqrt{2}ku_0} \quad (8)$$

$$y = \frac{nk_b T}{\sqrt{2}ku_0 \eta} = \frac{p}{\sqrt{2}ku_0 \eta} \quad (9)$$

式中, ω 为散射光与入射光之间角频移, n 为数密度, p 和 T 分别为气压和温度, η 为切变粘性系数, $k = \vec{k}_s - \vec{k}_0 = 4\pi/\lambda \times \sin(\theta/2)$ 为波矢量的大小, k_s 和 k_0 分别为入射光和散射光波矢, λ 为入射光波长, θ 为散射角, $u_0 = (k_B T/m)^{1/2}$ 为分子运动热速度 (k_B 为波尔兹曼常数, m 为分子质量), x 为光学频移, y 为碰撞频率(碰撞过程中散射波长与平均自由程之比, 由温度和压强决定)。y 值越小, RB 散射光谱越接近 Gaussian 线形^[9]。图 6 为利用 1976 年美国标准大气中的温度廓线和气压廓线计算的不同高度处的 RB 光谱线形, 由图中可以看出, 随着高度增大, Brillouin 散射越弱, 分子散射线形越来越接近 Gaussian 曲线。

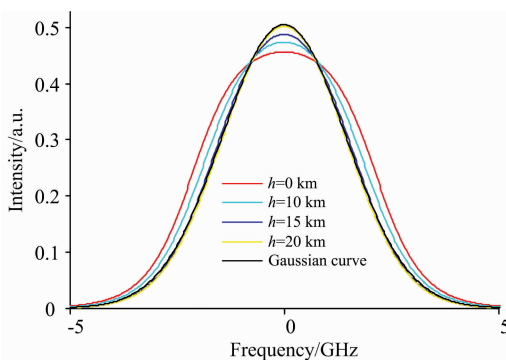


图 6 利用 S6 模型计算出来的不同高度上的 RB 光谱

Fig. 6 RB spectra at different heights calculated by S6 model

虽然 S6 模型的准确度最高, 但它是基于单一气体分子提出的, 但 2010 年 Vieitez 等实现了对空气 RB 散射光谱的测量^[10-11], 根据最新的研究表明, 将空气看作一种有效介质时(由具有有效质量的分子组成, 可以利用有效传输系数将

空气分子的碰撞参数化), S6 模型和实测 RB 散射光谱的误差小于 2%^[12], Gu^[2, 13]等测量了 255~340 K 之间空气的 RB 散射光谱, 得到了相同的结果。然而, S6 模型的数学关系式复杂, 属于非解析封闭形式, 使得通过拟合求解数学式反演温度非常困难。

3.2.2 光谱数据库的建立

在进行温度反演前, 首先利用 S6 模型计算出不同温度和不同气压下的 RB 光谱。由于在对流层内的温度处于 200~300 K 之间, 所以计算出 200~300 K 之间的 RB 光谱, 温度间隔为 0.1 K。在计算 RB 光谱时, 要同时输入不同高度处的气压值, 本文采用 1976 年美国标准大气中的气压廓线。利用 S6 模型计算出不同高度处, 不同温度对应的 RB 散射光谱曲线, 从而建立了光谱数据库。需要说明的是在实际情况下, 大气中气压廓线和美国标准模型大气的气压廓线并不相等, 即实际情况下某一高度处的气压并不等于美国标准大气模型中该高度处气压, 但 Witchas 通过模拟发现当标准大气的气压和真实气压之间的绝对误差为 ± 10 hPa 时, 温度反演的系统误差小于 0.1 K^[1]。

3.2.3 温度反演算法

首先, 将消除气溶胶散射后 PMT 各阵列上的光子数进行归一化, 得到一个 1×49 的矩阵 S_{sample} , 然后确定所要反演温度的高度, 并在标准大气模型中找出该高度处所对应的气压值, 然后在光谱数据库中挑选出该气压下所有温度的光谱, 接着将不同温度下的光谱曲线和干涉仪的透过率进行卷积并归一化, 并在归一化后的曲线中找到每一个采样点的频率对应的数值, 得到一个 1001×49 的矩阵 S_{model}^T , 最后按照公式(10)将 S_{sample} 和 S_{model}^T 的每一行进行比较并计算出方差, 得到一个 1001×1 的矩阵 χ_T , 在矩阵 χ_T 中找到最小值, 该最小值对应的温度便认为是该高度处的温度。

$$\chi_T = \sum_i (S_{\text{sample},j} - S_{\text{model},i}^T) \quad (10)$$

其中 i 表示曲线上的不同点, 其取值范围为 1~49。

3.3 仿真模拟

基于以上提出的方法和优化后的干涉仪参数, 通过 Matlab 搭建了星载测温激光雷达的仿真程序, 表 1 给出了星载测温激光雷达的参数, 其参数借鉴 2018 年 8 月欧空局发射的 Aeolus 卫星。在 3.1 节已经阐述, 为了减小气溶胶散射对于温度测量的影响, 需要对所有采样点中的最大值进行修正, 但 p 值的选取直接决定了温度的反演精度, 为了尽可能的选取准确的 p 值, 从 S6 模型出发, 首先计算不同气压和温度下的 RB 光谱和干涉仪透过率的卷积, 然后在卷积曲线上找到采样点频率对应的数值, 最后 p 值可以利用式(11)计算得到

$$p = \frac{N_{25} - N_{24}}{N_{24} - N_{23}} \quad (11)$$

其中, N_i 表示第 i 个采样点在 RB 光谱上的数值, 通过计算发现, 在气压为 10~1 010 hPa, 温度为 195~300 K 的范围内, p 的取值范围为 0.560 9~0.611 5, 这里采用其平均值 0.586 0。

表 1 星载测温激光雷达系统器件参数
Table 1 Devices parameters of spaceborne temperature lidar system

项目	参数	
卫星轨道参数	卫星高度/km	320
	天底角/(°)	35
	径向方位角/(°)	90
激光参数	波长/nm	355
	激光脉冲能量/J	0.13
	出射激光半宽/MHz	50
	脉冲重复频率/Hz	50
	距离分辨率/km	1, 0.5
光学参数	发射光学透过率	0.58
	接收光学透过率	0.50
	望远镜直径/m	1.5
	视场角/rad	3.5×10^{-4}
干涉仪参数	透过率峰值	0.6

模拟结果如图 7 所示,从图 7(b)可以看出,在对流层内的反演误差小于 1 K,边界层顶到对流层顶之间的误差随高度降低而减小,边界层内的温度误差有起伏。在模拟过程中累计脉冲数为 700,即时间分辨率为 14 s,相比于改变干涉仪的参数进行扫频测量(时间分辨率为 14 min),利用该方法进行温度测量时,完成一次测量的时间更短,并对测量温度的突变有较大的优势。

4 结 论

为了实现对流层内温度的高精度和高时间分辨率的测量,分析了 Brillouin 散射和气溶胶 Mie 散射对于温度测量的影响,提出了基于 Fizeau 干涉仪的大气分子 Rayleigh-Brillouin 散射谱线的精确测量方法,为大气对流层内温度的高精度绝对探测提供了全新的技术方案,对 Fizeau 干涉仪的参数进行了计算和设计,最后提出了减小气溶胶散射对温度反演影响的方法和温度反演的方法。通过仿真模拟,对流层内的误差小于 1 K。利用该方案测量分子的 RB 散射光谱进而反演大气温度,不需要扫描过程,从而可以提高温度测量的

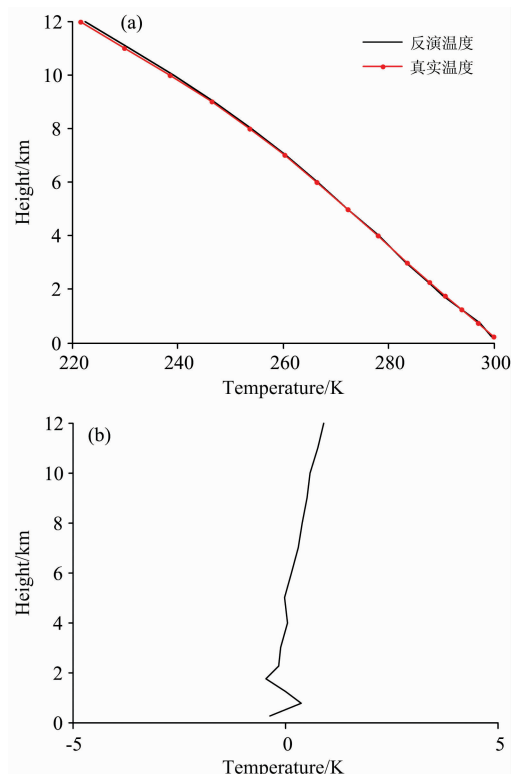


图 7 反演结果及误差

Fig. 7 Retrieval results and errors

时间分辨率,并能测量出温度的变化趋势和突变,对大气重力波等研究具有一定的帮助。但本文模拟工作,是在无风、卫星的运动方向与激光的发射方向相垂直的条件下进行的,当风速不为零、卫星的运动方向和激光的发射方向不垂直时,产生的多普勒频移会对 RB 光谱的测量和 Mie 散射的消除产生一定的影响;低层大气中的水汽含量会对改变空气的平均分子质量,从而会影响光谱分布,除此之外,太阳背景噪声、暗电流等都会影响 RB 光谱的测量,这些影响因素的定量评估、测量误差的量化及消除和探测系统的整体优化将是下一步研究的重点。

致谢:感谢德国航空航天中心大气物理研究所 Witschas 博士提供的建议和帮助。

References

- [1] Witschas B, Lemmerz C, Reitebuch O. *Opt. Lett.*, 2014, 39: 1972.
- [2] Gu Z Y, Witschas B, Van der Water W, et al. *Appl. Opt.*, 2013, 52: 4640.
- [3] ZHANG Ri-wei, SUN Xue-jin, YAN Wei, et al(张日伟, 孙学金, 严卫, 等). *Acta Phys. Sin. (物理学报)*, 2014, 63(14): 140703.
- [4] Fraczek M, Behrendt A, Schmitt N. *Appl. Opt.*, 2012, 51: 148.
- [5] Witschas B. *Atmospheric Physics: Background-Methods-Trends*, 2012, 69.
- [6] WANG Jun, CUI Meng, LU Hong, et al(王骏, 崔萌, 陆红, 等). *Acta Phys. Sin. (物理学报)*, 2017, 66(8): 089202.
- [7] Witschas B, Gu Ziyu, Ubachs W. *Opt. Express*, 2014, (22): 29655.
- [8] Witschas B. *Appl. Opt.*, 2011, (50): 267.
- [9] SHEN Fa-hua, SHU Zhi-feng, SUN Dong-song, et al(沈法华, 舒志峰, 孙东松, 等). *Acta Phys. Sin. (物理学报)*, 2011, 60(6): 60704.
- [10] Vieitez M O, Van Duijn E J, Ubachs W, et al. *Phys. Rev. A*, 2010, 82: 43836.

[11] Witschas B, Vieitez M O, Van Duijn E J, et al. *Appl. Opt.*, 2010, 49: 4217.

[12] Witschas B, Lemmerz C, Reitebuch O. *Appl. Opt.*, 2012, 51: 6207.

[13] Gu Z Y, Ubachs W. *J. Chem. Phys.*, 2014, 141: 104320.

Research on Lidar Temperature Measurement Method Based on Fizeau Interferometer

LIU Yan-wen¹, SUN Xue-jin^{1*}, ZHANG Chuan-liang¹, LI Shao-hui¹, ZHOU Yong-bo², LI Yu-lian¹

1. College of Meteorology and Oceanography, National University of Defense Technology, Nanjing 211101, China

2. National Defence University of People's Liberation Army, Shijiazhuang 050051, China

Abstract Temperature is a key parameter of the state of the atmosphere. Temperature data play an important role in such fields as atmospheric dynamics, climatology, meteorology, and chemistry. It is also an indispensable input parameter for remote sensing inversion of other parameters. As a remote sensing instrument, lidar has been used in the detection of meteorological elements (wind, temperature, Aerosol Optical Depth, etc). And lidar techniques for the remote sensing of atmospheric temperature profiles have reached the maturity stage for routine observations. Currently, there are some types of temperature lidars, such as Raman lidar (vibration and rotation), resonant fluorescence lidar and Rayleigh scattering lidar. However, a high power laser and a complicated background filter are required for Raman lidar to ensure the accuracy of the temperature, resonance fluorescent lidar cannot detect the temperature in the stratosphere, and most of lidar based on Rayleigh scattering can only measure the relative temperature of the atmosphere. That is to say, the definition of response functions and calibration procedures is necessary for temperature retrieval. The time resolution of the method of atmospheric temperature measurement based on solid cavity scanning F-P interferometer is low. In the lower atmosphere, Rayleigh scattering spectrum of molecule is influenced by the Brillouin scattering spectrum, the superposition of two signals to form Rayleigh-Brillouin scattering spectrum, so there is a large error in temperature obtained by measuring the full width at half maximum of echo spectrum, and the particles scattering has a great influence on the retrieval results when the temperature is inverted by the integral technique. In this paper, Fizeau interferometer and PMT array are proposed to measure the molecular Rayleigh-Brillouin scattering spectrum, and the parameter optimization design of free spectral range, solid cavity length, cavity reflectivity of Fizeau interferometer and the scanning interval were carried out. And the method of reducing particle scattering effect is proposed. The information of discrete points on the RB spectral was obtained by Fizeau interferometer that the parameters was optimized, and the square method was used to get the fitting line. The temperature retrieval was achieved by comparing the theoretical spectra obtained with the 1976 U. S. standard atmospheric model and the Tenti's S6 model. The simulation results prove that the proposed method is feasible to reduce the influence of particle scattering, and the error of atmospheric temperature between the top of the boundary layer to the top of the tropopause is less than 1K without considering the influence of cloud and wind. This temperature retrieval method can detect the absolute temperature profile with high precision and temporal resolution. There is a reference significance for the investigation of filter system of similar lidar, providing a set of feasible spectroscopic system solutions and temperature retrieval methods for our country's ground-based and spaceborne hyperspectral thermometry lidar.

Keywords Atmospheric temperature; Rayleigh-Brillouin scattering; Fizeau interferometer; Lidar

(Received Aug. 17, 2018; accepted Dec. 30, 2018)

* Corresponding author